

НАХОЖДЕНИЕ МАКСИМУМОВ АМПЛИТУД УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ ПЛАСТИН В РАДИОЧАСТОТНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АЛГОРИТМА ИМИТАЦИИ ОТЖИГА

П.А. Северин

аспирант кафедры радиофизики и электроники, e-mail: pav9687@yandex.ru

Л.Н. Котов

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники,
e-mail: kotovln@mail.ru

В.С. Власов

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники, e-mail: vlasovv78@mail.ru

Л.С. Носов

к.ф.-м.н., доцент, заведующий кафедрой информационной безопасности,
e-mail: nosov@syktsu.ru

Институт точных наук и информационных технологий, ФГБОУ ВО «Сыктывкарский
государственный университет имени Питирима Сорокина»

Аннотация. Найдены максимумы амплитуд упругих колебаний в зависимости от материальных констант и параметров постоянного и переменного магнитных полей в нормально намагниченной ферритовой пластине при её возбуждении радиочастотным магнитным полем. Для решения этой задачи использован модифицированный алгоритм «имитации отжига». Построены трёхмерные графики резонансных поверхностей упругих колебаний в зависимости от толщины пластины, параметров затухания упругих, магнитных колебаний и значений констант магнитоупругости.

Ключевые слова: магнитное возбуждение колебаний, упругие колебания, алгоритм «имитации отжига».

Введение

Моделирование релаксационных, магнитных и упругих свойств магнитоупорядоченных структур на основе систем дифференциальных уравнений с учетом граничных условий стало возможным с использованием современных математических методов [1–6], к которым можно отнести и методы глобальной оптимизации [7].

Ограниченность использования «традиционных» графоаналитических методов (метод фазовой плоскости и др.) ввиду сложности математических моделей, например, описывающих магнитоупругие колебания тел ограниченных размеров (размерность фазового пространства больше 3), а также в связи с

невозможностью осуществить объединение параметров, и др. побуждает учёных использовать новые методы исследования.

Кроме того, для решения некоторых задач, имеющих место при исследовании нелинейных колебательных систем (например, определение расстройки резонансной частоты), применение оптимизационных алгоритмов вполне логично, поскольку для этих задач точные аналитические решения отсутствуют.

Исходя из отношения точности получаемых результатов и сложности реализации, применение алгоритма «имитации отжига» (далее АИО) является одним из наиболее перспективных методов глобальной оптимизации, если детерминистические алгоритмы для решения соответствующих физических задач отсутствуют [8].

Настоящая работа посвящена применению АИО для поиска максимумов амплитуд упругих колебаний в зависимости от материальных параметров и параметров внешних полей в нормально намагниченной магнитной пластине, возбуждаемой внешним радиочастотным магнитным полем. Практическая значимость решения задачи нахождения максимумов амплитуд упругих колебаний пластин состоит в том, что результаты моделирования могут быть использованы для определения материальных характеристик и параметров внешних полей, при которых могут работать миниатюрные мощные акустические излучатели, обладающие магнитострикционным эффектом [9]. Поскольку экспериментальный поиск максимумов амплитуд упругих колебаний обычно затруднён из-за отсутствия мощных радиочастотных генераторов и чувствительных приёмников с малым уровнем шума, то проведённый расчёт позволяет сузить частотный и амплитудный диапазоны возбуждающих внешних магнитных полей, в которых необходимо осуществлять исследование. Таким образом, решение данной задачи позволяет увеличить эффективность поиска максимумов амплитуд упругих колебаний пластин, а использованная в настоящей работе схема отжига, адаптированного для решения задач, связанных с нелинейными физическими системами большой размерности, может быть использована для проведения аналогичных исследований.

1. Метод имитации отжига

Решение многих задач, в том числе связанных с математическими моделями, представляющими собой систему дифференциальных уравнений с определёнными граничными условиями, можно свести к более общей задаче поиска оптимума некоторой целевой функции (далее ЦФ) в многомерном пространстве. Данная функция представляет собой отображение определённых моделируемых характеристик системы (степени хаотичности возбуждаемых колебаний, значений упругого смещения, намагниченности и др.) в действительное число. Предполагается, что ЦФ в общем случае нерегулярна, имеет множество локальных экстремумов (оптимумов), разрывы и т.д.

Одним из наиболее эффективных методов глобальной оптимизации является метод имитации отжига, используемый для решения большого класса проблем. Его преимуществом является то, что даже в условиях ограниченности вычис-

лительных ресурсов он позволяет найти один из экстремумов (оптимумов), близкий по значению к глобальному.

Алгоритм основывается на имитации физического процесса, который происходит при кристаллизации вещества, в том числе при отжиге металлов. В данном случае пространственное расположение атомов играет роль аргумента, а энергия кристаллической решётки — роль целевой функции. Предполагается, что атомы уже выстроились в кристаллическую решётку, но переходы отдельных атомов из одной ячейки в другую ещё допустимы. Процесс протекает при постепенно понижающейся температуре. Переход атома из одной ячейки в другую происходит с некоторой вероятностью, причём вероятность уменьшается с понижением температуры. Устойчивая кристаллическая решётка соответствует минимуму энергии атомов.

Пусть осуществляется поиск решения x , при которых ЦФ $E(x)$ имеет максимумы или минимумы. Также имеется метод генерации новых состояний, переводящих решение x в соседнее решение x' . На каждом шаге рассмотрению подвергается новое решение. Имитация отжига иногда принимает ходы, ухудшающие значение ЦФ, что позволяет ей выходить из локальных экстремумов (оптимумов). Для различных схем отжига применяются различные критерии принятия: в общем случае вероятность принятия хода, приводящего к изменению энергии (значения целевой функции) $\Delta E = E(x') - E(x)$ зависит от отношения $\Delta E/T$, где T — некоторый параметр, по аналогии с оригинальным процессом называемый температурой, и имеющий размерность ЦФ.

Все состояния, приводящие к улучшению ($\Delta E \leq 0$), принимаются, но вероятность принятия ухудшающих ходов ($\Delta E > 0$) зависит от температуры (в случае решения задачи минимизации). Лишь состояния с ΔE порядка T имеют значительный шанс принятия, в то время как состояния с $\Delta E \gg T$ практически всегда будут отвергнуты.

Таким образом, для реализации алгоритма имитации отжига необходимы следующие элементы, которые в совокупности составляют схему отжига:

1. Функция генерации нового состояния $x \rightarrow x'$;
2. Температурный режим $T(i)$, где i — номер шага;
3. Критерий принятия решения $P(\Delta E/T)$.

В настоящей работе используется схема Very Fast Annealing (сверхбыстрый отжиг, далее VFA), хорошо зарекомендовавшая себя при решении оптимизационных задач, связанных с нелинейными физическими системами большой размерности [10]. В ней пространство поиска считается состоящим из D -мерных векторов (x_1, \dots, x_D) , где $x_j \in [A_j, B_j]$. Кроме этого, температура по каждой из координат может различаться таким образом, что T также является вектором размерности D .

Функция генерации нового состояния имеет вид $x'_j = x_j + z_j \cdot (B_j - A_j)$, где z_j — случайная величина на отрезке $[-1, 1]$, которая моделируется с помощью независимых, равномерно распределённых на $[0, 1]$ случайных величин a_j

следующим образом:

$$z_j = \text{sign}(a_j - 0.5) \cdot T(i) \cdot \left(\left(1 + \frac{1}{T(i)} \right)^{(2 \cdot a_j - 1)} - 1 \right).$$

Температурный режим:

$$T_j(i) = T_j(0) \cdot \exp(-c_j \cdot i^{1/D}), c_j > 0.$$

Для вероятности принятия используется отдельная шкала температуры, изменяющаяся по указанному закону. Критерий остановки определяется достижением определённого числа шагов. В качестве критерия принятия выступает критерий Баркера:

$$P(\Delta E/T) = \frac{1}{1 + \exp((E(x') - E(x))/T(i))}.$$

Общим недостатком методов симуляции отжига является малая изученность их скорости сходимости [11]. Вычисление строгих численных оценок вероятностей нахождения глобальных оптимумов представляет собой отдельную нетривиальную задачу, поэтому в настоящей работе:

1. Производится верификация полученных данных путём построения резонансных поверхностей в обнаруженном при помощи VFA диапазоне (при наличии вычислительных возможностей);
2. Используется факт неизменности глобального оптимума как при увеличении длительности выполнения алгоритма (числа шагов), так и при увеличении количества повторных попыток поиска с заданным числом шагов.

К недостаткам данного метода можно отнести необходимость длительного подбора параметров, необходимых при настройке VFA для решения конкретной задачи, а именно — начальных и конечных температур, декрементов её убывания (как для вероятности принятия, так и для аргументов ЦФ).

В данной работе начальная и конечная температура вероятности принятия определяется из следующих соображений [12].

В начале поиска система должна находиться в «жидком» состоянии, когда принимаются любые ходы. В случае температурных флуктуаций энергии может быть недостаточно для преодоления потенциальных барьеров, и решение «застрянет» в локальном оптимуме.

Оценка $T(0)$ производится путём начального поиска при бесконечной температуре (состояния генерируются случайным образом). Начальная температура должна иметь тот же масштаб, что и изменения энергии соседних решений $\Delta E(i)$ во время этой стадии:

$$T(0) = \frac{\langle |\Delta E(i)| \rangle}{P^{-1}(1/2)},$$

где $P^{-1}(1/2)$ — функция, обратная к функции критерия принятия решения.

В конце поиска температура должна быть достаточно мала, чтобы почти все ухудшающие ходы отвергались, в противном случае решение не достигнет локального оптимума. Если минимально значимое изменение ЦФ обозначить ΔE_{min} , то вероятность принятия хода, приводящего к такому изменению в конце поиска $p = P(\Delta E_{min}/T_{fin})$, а среднее число итераций до принятия решения $i = 1/p$. В условной «холодной фазе» (последние $i_{cold} = i_{max}/3$ итераций) ни одно минимальное ухудшение не должно быть принято:

$$i = (P(\Delta E_{min}/T_{fin}))^{-1} - 1 = i_{cold}, T_{fin} = \Delta E_{min}/P^{-1}(1/i_{cold}).$$

Эта оценка является несколько завышенной, так как основана на минимальной температуре, в то время как в начале холодной фазы температура и, следовательно, вероятность принятия ухудшающих ходов, может быть выше. Поэтому в настоящей работе используется меньшее значение решения (на величину порядка e).

Этот же подход можно применять и для определения температур, необходимых для расчёта аргументов ЦФ при генерации новых состояний в процессе поиска. Однако в данном случае не используются преимущества VFA, обусловленные возможностями покоординатного разделения температур.

Для определения начальных и конечных температур координат необходимо рассмотреть трёхмерный график случайной величины z_j , используемой для генерации новых состояний, как функции вида

$$z = x \cdot ((1 + 1/x)^{(2 \cdot y - 1)} - 1).$$

При уменьшении температуры происходит и уменьшение z_j , таким образом, ближе к концу поиска именно небольшие изменения аргументов ЦФ являются наиболее вероятными (происходит «подстройка» под локальный оптимум).

Таким образом, в качестве начальной температуры аргумента ЦФ принимается значение, равное 4 («жидкая» фаза, когда допустимы любые изменения аргумента в пределах указанных границ B_j и A_j); конечная температура рассчитывается таким образом, чтобы в конце поиска наиболее вероятные изменения аргумента были порядка Δ (ожидаемая точность по конкретному аргументу ЦФ), то есть с учётом оценки при $y \approx 0$ по графику на рис. 1 и малости конечной температуры) её значение определяется как $\Delta/(B_j - A_j)$.

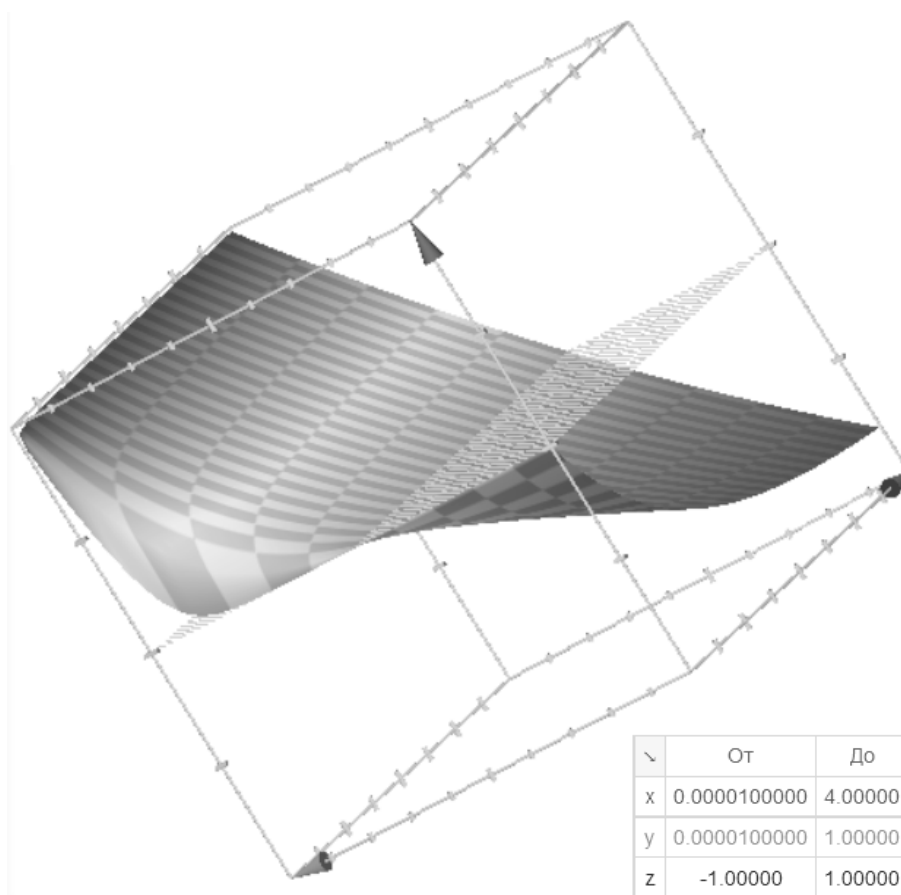
Однако в этом случае эффективность поиска снижается, поскольку будет иметь место «рассогласование» между температурой критерия принятия решения и фактическими значениями функции от $\Delta x_j(i) = T_j(i)(B_j - A_j)$ — наиболее вероятного («среднего») изменения аргумента функции при текущей температуре на шаге i для данного аргумента j .

Пусть ΔE_{rct} — такое изменение энергии (или ЦФ), которое будет отвергнуто с 99% вероятностью в ходе L последовательных шагов алгоритма при неизменной текущей температуре $T_j(i)$:

$$L \cdot P(\Delta E_{rct}/T_j(i)) < 0.01.$$

Тогда масштаб изменений целевой функции должен быть таким, чтобы:

$$E(\Delta x_j(i)) = E(T_j(i) \cdot (B_j - A_j)) = \Delta E_{rct}.$$

Рис. 1. График случайной величины z_j

В действительности, $E(\Delta x_j(i))$ должно быть меньше ΔE_{rct} , но поскольку определение ΔE_{rct} приводит к завышению данного значения (из-за «экстраполяции» текущей, более высокой температуры на последующие L шагов). Приведённые выше соотношения можно рассматривать как приближенные равенства, из которых (путём оценки изменения аргумента при помощи вычисления частной производной ЦФ) можно получить искомое значение $T_j(i)$.

Зная «согласованные» температуры $T_j(i)$, а также начальные и конечные температуры расчёта аргументов ЦФ, можно однозначно определить температурные декременты c_j . Повторяя данную процедуру через каждые L (порядка 3% от общего числа итераций) шагов поиска, можно осуществить динамическую адаптацию VFA к исследуемой ЦФ (называемую «масштабированием отжига»).

Таким образом, предложенная схема отжига позволяет свести к минимуму число параметров, подбираемых эвристическим путём для эффективной глобальной оптимизации. В качестве основных варьируемых параметров остаются: число итераций алгоритма (определяется исходя из имеющихся вычислительных возможностей) и минимально значимое изменение ЦФ (ΔE_{min}), которое может рассматриваться как аналог «абсолютной погрешности» при поиске

глобального оптимума. Рассмотрим применение АИО для решения задачи нахождения максимумов упругих колебаний ферритовой пластины, возбуждаемой радиочастотным магнитным полем.

2. Уравнения движения вектора намагниченности в пластине

Рассмотрим полную систему дифференциальных уравнений для задачи о возбуждении магнитоупругих колебаний радиочастотным магнитным полем в нормально намагниченной ферритовой пластине [3]. Геометрия задачи показана на рис. 2. В её основе лежит плоскопараллельная пластина толщиной d , обладающая магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами. Материал пластины имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пластины (слева показана схема ориентации кубической ячейки). Вектор внешнего постоянного магнитного поля \vec{H}_0 направлен нормально, а вектор переменного магнитного поля \vec{h} — тангенциально к поверхности пластины.

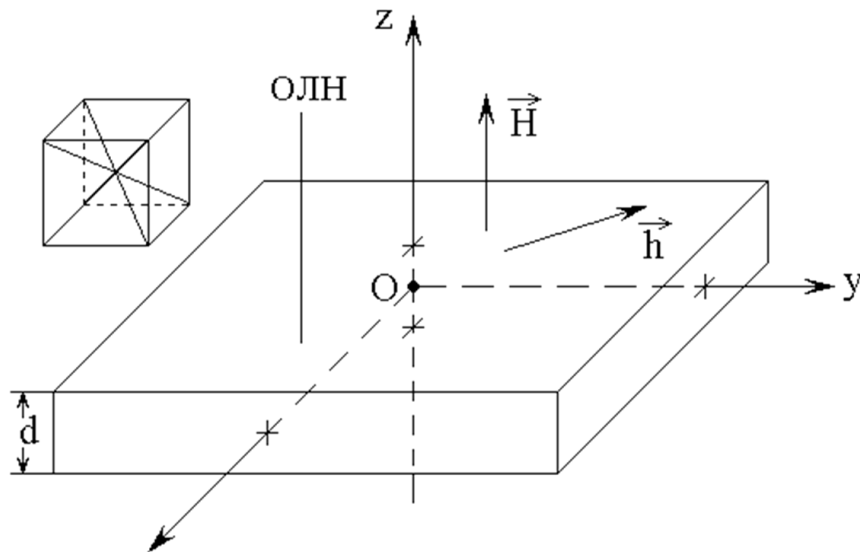


Рис. 2. Геометрия задачи

Задача решается в декартовой системе координат $Oxyz$. Плоскость Oxy совпадает с плоскостью пластины, а оси Ox , Oy и Oz параллельны рёбрам куба кристаллографической ячейки. Центр системы координат O находится в центре пластины, так что координаты плоскости соответствуют координатам $z = \pm d/2$.

Полная плотность энергии пластины U в поле $\vec{H} = \{h_x; h_y; H_0\}$ равная сумме плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергий записывается

в виде [2]:

$$\begin{aligned}
 U = & -M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + \\
 & + \frac{1}{2} c_{11} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + c_{12} (u_{xx} u_{yy} + u_{yy} u_{zz} + u_{zz} u_{xx}) + \\
 & + 2c_{44} (u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + B_1 (m_x^2 u_{xx} + m_y^2 u_{yy} + m_z^2 u_{zz}) + \\
 & + 2B_2 (m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}), \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $\vec{m} = \vec{M}/M_0$ — нормированный вектор намагниченности, M_0 — намагниченность насыщения; c_{11}, c_{12}, c_{44} — константы (модули) упругости; B_1, B_2 — магнитоупругие константы.

Уравнение движения для намагниченности (уравнение Ландау-Лифшица с диссипативным членом в форме Гильберта):

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = \gamma \cdot [\vec{m} \times \vec{H}_e] + \alpha \left[\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right], \quad (2)$$

где γ — гиромагнитная постоянная ($\gamma > 0$), α — параметр затухания, \vec{H}_e — эффективное поле:

$$\vec{H}_e = -\frac{1}{M_0} \frac{\partial U}{\partial \vec{m}}. \quad (3)$$

При нахождении компонент упругих смещений использовалось уравнение движения для упругих смещений:

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} + 2\beta\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad (4)$$

где ρ — плотность материала пластины, β — параметр затухания упругих колебаний.

Выражения для компонент упругого смещения, удовлетворяющего решению уравнения (4), в этом случае выбираются в следующем виде:

$$u_x = -\frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z \cdot z + v_x \cdot \sin\left(\frac{\pi}{d} z\right), \quad (5)$$

$$u_y = -\frac{B_2}{c_{44}} m_y m_z \cdot z + v_y \cdot \sin\left(\frac{\pi}{d} z\right), \quad (6)$$

где v_x, v_y — амплитуды однородной части упругой моды.

В работе [3] приведены 7 обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка для компонент намагниченности и упругого смещения для случая возбуждения только первой упругой моды и учёта только однородных колебаний вектора намагниченности в пластине, получаемых на основании уравнений (1 – 4). Система 7 нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений, приведённых в работе [3], является исходной системой для расчёта амплитуд магнитоупругих колебаний и их оптимизации АИО. Система уравнений решалась методом Рунге-Кутты Фельберга 7–8 порядков с контролем длины шага интегрирования.

3. Нахождение максимумов значений упругого смещения

При решении задачи о нахождении максимумов компонент намагниченности и упругого смещения в нормально намагниченной магнитной пластине брались константы упругости: $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ эрг·см⁻³ и плотность материала пластины: $\rho = 5.0$ г·см⁻³. Эти константы материала принимались как неизменные входные параметры модели.

Некоторые параметры изменялись при поиске максимума упругого смещения в указанных диапазонах: константа магнитоупругого взаимодействия B_2 — от 10^6 до 10^8 эрг·см⁻³; параметры затухания магнитной и упругой систем — α от 0.002 до 0.5, β от 10^3 до 10^8 с⁻¹; толщина пластины d от 10^{-5} до 10^{-2} см; намагниченность насыщения M_0 от 50 до 600 Гс; величина постоянного поля H_0 превышала поле насыщения $4M_0$ на значения от 0 до 200 Э, частота переменного поля ω_0 варьировалась от 10^8 до $3 \cdot 10^{10}$ с⁻¹; амплитуда компоненты переменного поля h_{0x} изменялись от 0.05 до 50 Э.

Зависимости амплитуд колебаний от времени рассчитывались с шагом 10^{-11} с на временном отрезке от 0 до значения времени релаксации, оценённого по следующей формуле [2]:

$$\tau = (\alpha \cdot \omega_{res} + \beta)^{-1}$$

и помноженного на корректирующий множитель 32 (для наличия «запаса» по времени, необходимого для установления колебаний).

Согласно [2] максимальные значения упругого смещения должны иметь место вблизи частоты упругого резонанса, значение которой оценивалось по формуле:

$$\omega_{res} = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}} \cdot \frac{\pi}{d}. \quad (7)$$

Вместе с тем, при поиске максимума амплитуды упругого смещения u_x данный параметр рассматривался как варьируемый, поскольку в случае большого уровня нелинейности наблюдается «затягивание» магнитной подсистемы упругой (то есть уменьшения амплитуды магнитных колебаний за счёт «перекачки» энергии в упругую подсистему). Тогда уровень упругих колебаний при точном соблюдении условий обоих резонансов может быть не максимальным.

Константы и параметры модели, соответствующие найденному максимуму, приведены в первой строке таблицы 1. Максимум наблюдается при наибольших значениях постоянного поля и намагниченности насыщения из допустимого диапазона поиска. Значение толщины пластины и амплитуды компоненты переменного поля h_{0x} также являются практически «максимальными», но несколько не достают верхней границы диапазона из-за основного «ограничивающего» фактора — критического угла прецессии, который для данной модели составляет $\pi/12$ радиан [3].

Рассмотрим трёхмерные резонансные зависимости амплитуды U_x компоненты упругого смещения u_x на поверхности пластины ($z = d/2$) от тех входных параметров, значения которых не стремятся к границам диапазонов поиска (при

вычислении максимальной амплитуды U_x учитываются значения u_x , находящиеся во временном интервале, составляющем $1/5$ от общего времени расчёта).

Положение максимумов амплитуд упругих смещений U_x относительно толщины пластины и частоты переменного поля, показанное на рис. 3, объясняется обратно пропорциональной зависимостью частоты упругого резонанса от толщины пластины, которая определяется формулой (7).

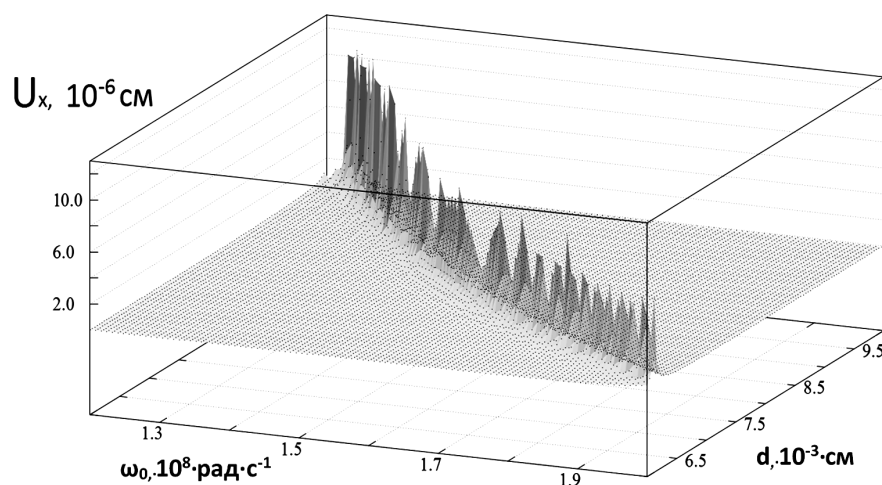


Рис. 3. Зависимость амплитуды U_x

На рис. 3 на зависимостях U_x от параметра затухания магнитной подсистемы α и частоты переменного поля видно уширение главного и второстепенного максимумов при изменении магнитного параметра диссипации α от 0.01 до 0.026 (примерно в 1.5 раза), что связано с ростом частоты релаксации магнитоупругих колебаний, которая определяет ширину резонансных пиков [2]. Видимого уширения резонансных максимумов амплитуд U_x при изменении параметра затухания упругой подсистемы β , как видно из рис. 4, не происходит. Это наблюдается потому, что для выбранного диапазона параметра β при построении рис. 4 частота релаксации упругих колебаний значительно меньше частоты релаксации магнитных колебаний, и изменение значения β не дает весомого вклада в частоту релаксации магнитоупругих колебаний и, следовательно, в ширину пиков.

На рисунках 3 – 6 можно видеть резонансные поверхности с главным максимумом в центре и второстепенными по бокам. Такая система резонансных максимумов обусловлена тем, что исследуемая колебательная система состоит из взаимодействующих магнитной и упругой подсистем. Магнитная подсистема является нелинейной, а упругая — линейной. Дополнительные резонансные пики соответствуют резонансам на комбинационных частотах магнитной и упругой подсистем.

Для возможности сравнения с существующими результатами был проведён поиск при параметрах, указанных в работе [3]. Для сравнения в первой строке приведены экспериментальные результаты амплитуд упругого смещения и их

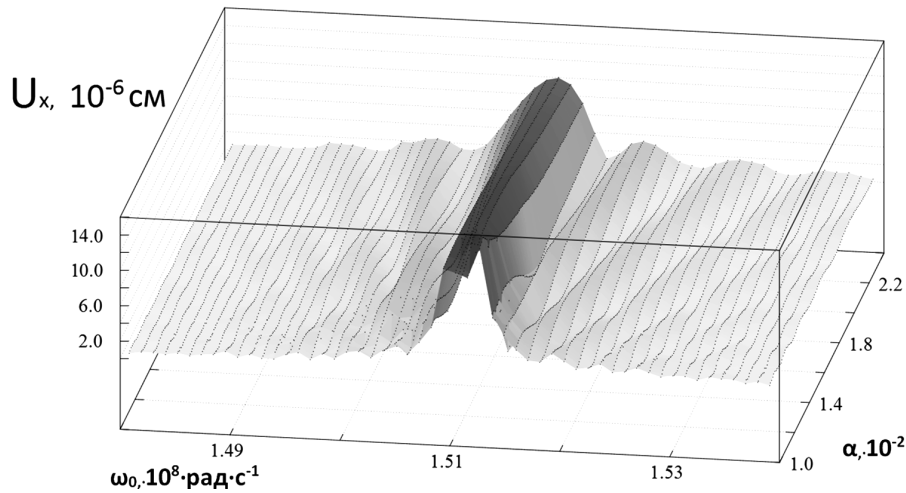


Рис. 4. Зависимость амплитуды U_x от параметра затухания магнитной подсистемы и частоты переменного поля

параметры ферритовой пластины и характеристики внешних постоянного и переменных полей [3]. Константы и параметры модели, при которых наблюдается максимум при поиске для фиксированной толщины пластины ($d = 6.865 \cdot 10^{-5}$ см), приведён во второй строке таблицы 1. В статье [3] было получено значение величины упругого смещения при аналогичной толщине пластины (3 строка таблицы 1).

Таблица 1. Константы и параметры для максимального значения U_x

U_x , 10^{-8} см	d , 10^{-5} см	α	β , с^{-1}	M_0 , Гс	B_2 , $\text{эрг}\cdot\text{см}^{-3}$	h_{0x} , Э	ω_0 , 10^8с^{-1}	H_0 , Гс
1060	811	$1.87 \cdot 10^{-2}$	42800	599.90	$3.78 \cdot 10^7$	49.43	1.51	7740
7.5	6.86	$2.01 \cdot 10^{-3}$	2040	289.30	$5.46 \cdot 10^7$	19.83	178	4110
0.045	6.86	0.02	109	139.26	$6.96 \cdot 10^6$	20.00	176	2750

Таким образом, показана возможность возбуждения упругих колебаний на частотах гиперзвука, при котором его амплитуда для аналогичной толщины пластины превышает указанную в работе [3] более чем на 2 порядка.

Необходимо отметить, что данный результат был получен посредством применения АИО без привлечения дополнительной информации об области значений параметров, в которой имеет место максимум амплитуд упругого смещения. Это указывает на важность применения метода отжига при исследовании моделей нелинейного возбуждения колебаний в многослойных плёночных структурах, что является сейчас актуальной задачей [13–15].

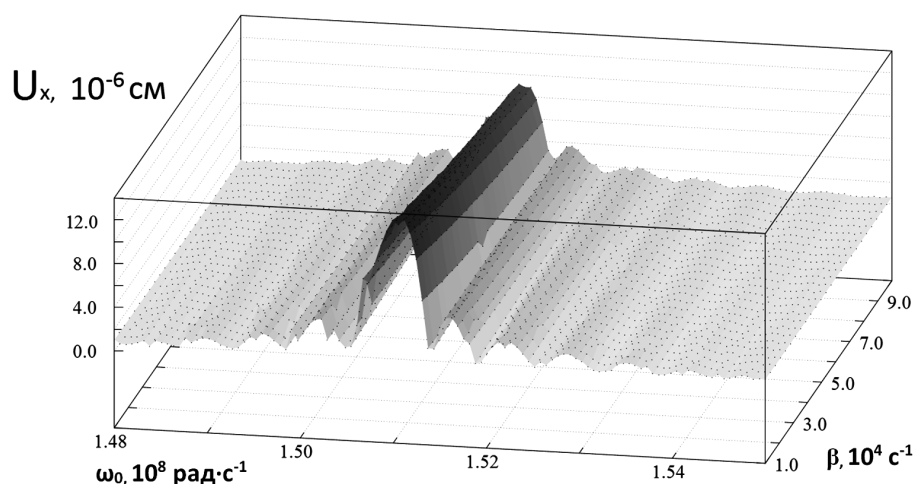


Рис. 5. Зависимость амплитуды U_x от параметра затухания упругой подсистемы и частоты переменного поля

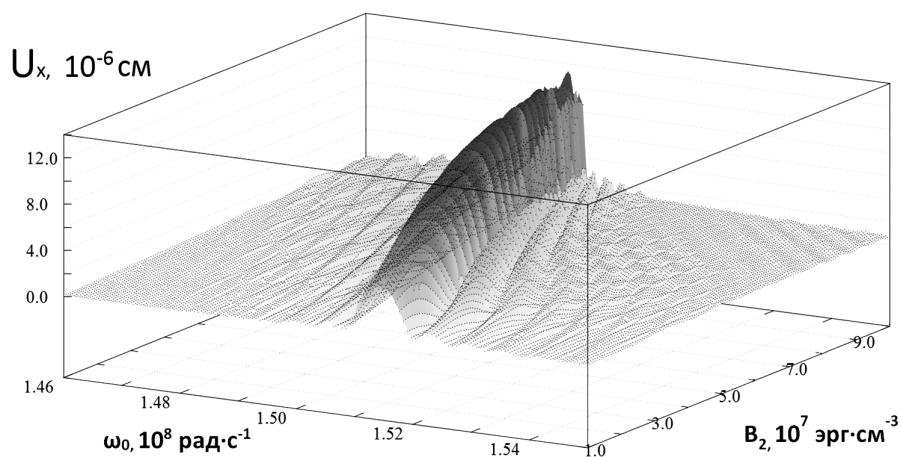


Рис. 6. Зависимость амплитуды U_x от константы магнитоупругого взаимодействия B_2 и частоты переменного поля

Заключение

В данной работе показана перспективность применения АИО к исследованию нелинейных физических систем большой размерности, в том числе релаксационных, магнитных и магнитоупругих свойств магнитоупорядоченных систем. Основные неудобства применения алгоритма имитации отжига могут быть «нивелированы» посредством выбора использованной в настоящей работе схемы отжига. Необходимо отметить, что количество эвристически подбираемых параметров работы алгоритма может быть ограничено лишь несколькими, и в общем случае не зависеть от размерности исследуемой задачи. Действие АИО продемонстрировано на задаче нахождения максимумов амплитуд упругих смещений в нормально намагниченной ферритовой пластине. Построены трёхмерные резонансные поверхности зависимостей амплитуды упругих сме-

щений от толщины пластины, частоты ферромагнитного резонанса, параметров и констант затухания, магнитоупругой константы. На основе анализа трёхмерных резонансных поверхностей определены области эффективного возбуждения гиперзвука путём определения значений материальных параметров и внешних полей, соответствующих максимуму упругого смещения для двух значений толщины пластины с учётом основных ограничений используемой модели.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-01401-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Асадуллин Ф.Ф., Безносиков Д.С., Власов В.С., Котов Л.Н. Исследование магнитных и упругих колебаний в ферромагнитной плёнке в области резонанса // Вестник ЧелГУ, физика. 2008. № 3. С. 11–19.
2. Власов В.С. Исследование релаксационной и нелинейной динамики магнитных и магнитоупругих колебаний плёнок и частиц: дис. . . . канд. физ.-мат. наук. Москва, 2007.
3. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54. № 7. С. 863–874.
4. Карпачев С.Н., Власов В.С., Котов Л.Н. Нелинейная релаксационная динамика магнитной и упругой подсистем тонкой ферритовой плёнки вблизи акустического резонанса // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика и астрономия. 2006. № 6. С. 57–60.
5. Котов Л.Н., Власов В.С. Релаксация намагниченности в ферритовых частицах и плёнках с магнитоупругой связью // Конденсированные среды и межфазные границы. 2008. Т. 10. № 1. С. 25–28.
6. Vlasov V., Kotov L., Asadullin F. Nonlinear oscillations in a thin ferrite film close to the condition of magnetoacoustics resonance // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2006. Vol. 300, Issue 1. P. 48–51.
7. Орлянская И.В. Современные подходы к построению методов глобальной оптимизации // Электронный журнал «Исследовано в России». 2002. Т. 5. С. 2097–2108.
8. Минаков И.А. Сравнительный анализ некоторых методов случайного поиска и оптимизации // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 1999. Т. 1, № 2. С. 286–293.
9. Власов В.С., Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Анализ нелинейного возбуждения гиперзвуковых колебаний магнитоэластичного преобразователя на основе модели связанных осцилляторов в квадратичном приближении. // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 1. С. 1–43.
10. Лопатин А.С. Метод отжига // Стохастическая оптимизация в информатике. 2005. Т. 1. № 1. С. 133–149.
11. Тихомиров А.С. О быстром варианте алгоритма отжига // Вестник Новгородского государственного университета им. Ярослава Мудрого. 2010. № 60. С. 53–56.
12. Карпов П.М. Критерии принятия в алгоритме симуляции отжига // Технические науки — от теории к практике. 2012. № 12. С. 33–43.
13. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейная динамика установления намагниченности в ферритовой пластине с магнитоупругими свойствами

- в условиях ориентационного перехода // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55, № 6. С. 689–701.
14. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 5. С. 482–497.
 15. Дианов М.Ю., Власов В.С., Безносиков Д.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Исследование ВЧ и СВЧ нелинейных магнитоупругих взаимодействий в трёхслойной структуре // Известия РАН. Серия физическая. 2013. Т. 77. С. 1462–1465.

FINDING THE MAXIMUM AMPLITUDE OF ELASTIC VIBRATIONS OF PLATES IN THE RADIO-FREQUENCY MAGNETIC FIELD BY USING SIMULATED ANNEALING ALGORITHM

P.A. Severin

aspirant, e-mail: pav9687@yandex.ru

L.N. Kotov

d.f.-m.n., proff., Head of Department of Radiophysics and Electronics,
e-mail: kotovln@mail.ru

V.S. Vlasov

Ph.D. (Phys.-Math.), docent of Department of Radiophysics and Electronics,
e-mail: vlasovv78@mail.ru

L.S. Nosov

Ph.D. (Phys.-Math.), docent, Head of Department of Information Security,
e-mail: nosov@syktsu.ru

Syktyvkar State University n.a. Pitirim Sorokin

Abstract. The maximum amplitudes of elastic vibrations, depending on the material parameters and parameters of external fields in a normally magnetized anisotropic magnetic plate at its excitation by radio frequency magnetic field are obtained. For this purpose we used the method "annealing simulation". A brief description of the main parameters of the method of "annealing simulation", its advantages and disadvantages to use in the observed problem contributed. The ranges of the varied constants during the optimization method of and parameters of external fields, as well as the main limitations of the studied model were contributed. The comparison of the maximum amplitude values of the elastic displacement obtained in earlier work with the value obtained by the "annealing" method for equivalent plate thickness was made. The three-dimensional graphics of resonant surfaces of elastic oscillations on the thickness of the plate, on the elastic constants, magnetic damping constant and the magnetoelastic constant in the area of maximum amplitudes found by the "annealing simulation" algorithm were constructed and explained.

Keywords: magnetic excitation of vibrations, elastic vibrations, the algorithm "simulated annealing".